

Sources lasers à l'état solide. Fondements

par **Georges BOULON**

Professeur des Universités
Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents
Université Claude Bernard Lyon 1
Unité Mixte de Recherche CNRS 5620

1. Contexte	AF 3 275 – 2
1.1 Pompage optique des cristaux et des verres dopés par des ions actifs	– 2
1.2 Quelques grands projets de laser à l'état solide.....	– 3
2. Principaux éléments d'une source laser	– 3
3. Transitions d'absorption et d'émission des centres actifs	– 4
4. Population d'un niveau d'énergie	– 5
4.1 Principe de Boltzmann	– 5
4.2 Problème de l'inversion de population.....	– 5
4.3 Schéma de centres respectivement à 3 et 4 niveaux	– 6
4.4 Pompage optique des matériaux inorganiques dopés par des ions luminescents.....	– 7
5. Coefficients d'Einstein d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée (ou induite)	– 8
5.1 Mécanisme d'absorption	– 8
5.2 Mécanisme d'émission spontanée et durée de vie d'un niveau excité	– 8
5.3 Mécanisme d'émission stimulée (ou induite).....	– 9
5.4 Coefficients d'absorption et d'amplification	– 10
5.5 Sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée	– 11
6. Cavité résonnante et intensité émise par le faisceau laser	– 11
6.1 Optique des faisceaux gaussiens	– 12
6.2 Caractéristiques spectrales du faisceau laser	– 12
6.3 Modes du laser	– 13
6.4 Cohérence des faisceaux	– 15
6.5 Quelques clarifications : valeurs des largeurs de raies expérimentales de l'émission de fluorescence	– 16
7. Conclusion	– 16
Références bibliographiques	– 17

Cet article sur la physique du laser est l'un des six articles relatif à la présentation générale des sources laser à l'état solide qui inclut en outre la luminescence cristalline appliquée aux sources lasers, les cristaux et l'optique non linéaire, et la génération des impulsions laser d'abord jusqu'à la picoseconde puis jusqu'aux ultra-brèves à l'échelle de la femtoseconde. Il a pour objectif de situer le thème des sources laser à l'état solide et de décrire les principaux paramètres physiques, essentiellement optiques, nécessaires à une bonne compréhension de leur fonctionnement.

1. Contexte

Nota : les références [1] à [12] sont relatives à la bibliographie générale des ouvrages et articles sur le sujet des matériaux laser.

Sources laser les plus utilisées

Lasers à gaz

Excimères : F₂ 157 nm, ArF 193 nm, KrCl 222 nm, KrF 249 nm, XeCl 308 nm

Azote N₂ : 337,1 nm

Argon : plusieurs raies UV et bleues, 448,0 nm et 514,5 nm

Krypton : 461,9 nm ; 530,8 nm ; 647,1 nm et 676,4 nm

Hélium-néon : 632,8 nm

CO₂ : 10,6 μm (10 600 nm)

Lasers à liquide

Les lasers à colorants recouvrent toute la plage comprise entre 210 nm et environ 900 nm mais en jouant sur le doublage de fréquences (rhodamine 6G entre 546 et 592 nm).

Lasers à solide

Rubis (Al₂O₃ : Cr³⁺) ; 694,3 nm

Saphir dopé Ti³⁺ (Al₂O₃ : Ti³⁺) ; plage de 670 à 1 070 nm

Alexandrite (BeAl₂O₄ : Cr³⁺), plage de 700 à 830 nm

LiSrAlF₆ : Cr³⁺ ; plage de 780 à 920 nm

Y₃Al₅O₁₂ (YAG) : Nd³⁺ ; 1 064 nm ; doublé à 532 nm ; triplé 355 nm ; quadruplé 266 nm

LiYF₄ : Nd³⁺ ; 1 047 nm

Gd₃Sc₂Ga₃O₁₂ (GSGG) : Nd³⁺ ; 1 061 nm

Verres de phosphates : Nd³⁺ ; 1 054 nm

Verres de silicates : Nd³⁺ ; 1 061 nm

YAG : Yb³⁺ ; 1 030 nm

Forstérite Mg₂SiO₄ : Cr⁴⁺ ; plage de 1 167 à 1 345 nm

Verre de silicate : Er³⁺ ; 1 540 nm

YAG : Tm³⁺ ; plage de 1 870 à 2 160 nm

1.1 Pompage optique des cristaux et des verres dopés par des ions actifs

Les **cristaux et les verres** ont d'abord été pompés par des lampes-flashes puis plus récemment par des diodes laser issues des recherches initiales sur les semiconducteurs d'abord étudiés par Basov et P. Aigrain en 1961. Ces diodes lasers sont à la base du renouveau récent des sources lasers « tout solide » constituées par des pompes de diodes laser, des cristaux dopés terres rares, des cristaux non linéaires pour doubler la fréquence et aussi des absorbants saturables lors des opérations de déclenchement d'impulsions. Les cristaux et les verres sont dopés par le néodyme Nd³⁺, l'erbium Er³⁺, le thulium Tm³⁺, l'holmium Ho³⁺, ou, depuis quelques années, l'ytterbium Yb³⁺. Leurs potentialités avaient été rapidement estimées mais il a fallu de longues années pour les commercialiser. Depuis près de 40 ans, chaque décennie a apporté de nouvelles sources d'abord à gaz, puis à colorant et à solide.

Compte tenu de l'évolution en faveur des solides, le cristal hôte de référence est resté le **grenat Y₃Al₅O₁₂ (YAG) dopé par la terre rare néodyme Nd³⁺**, découvert en 1964, et dont la croissance a sans cesse été améliorée depuis, si bien qu'il est difficile de le remplacer par d'autres cristaux montrant des performances meilleures mais présentant des conditions de croissance difficiles et caractérisés par des conductivités thermiques inférieures.

Un peu d'histoire

Avec l'avènement de la première source laser, mise au point par Theodore Maiman, en juin 1960, aux Laboratoires de la Compagnie Hughes à Malibu en Californie, composée principalement d'un **cristal de rubis** émettant dans le rouge à 694,3 nm, une nouvelle ère de l'optique est apparue. Le mot LASER avait été créé précédemment par Gordon Gould à partir des initiales de « *Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation* ». Essentiellement, c'est une amplification de lumière, appartenant donc au domaine spectral de l'optique caractérisé par les longueurs d'onde allant du proche ultraviolet (UV) en passant par le visible jusqu'au proche infrarouge (IR), par un mécanisme d'**émission stimulée**, appelée aussi **émission induite**. Cette émission stimulée, avait été introduite en 1916 par Albert Einstein en la distinguant de l'émission spontanée, dans laquelle nous sommes plongés, celle en fait de notre univers naturel et des sources d'éclairage habituelles. Entre ces deux dates, un ingénieur russe Valentin Fabrikant proposait dans sa thèse en 1939 de construire un amplificateur optique et, en 1959, rendit public un brevet sur les sources lasers qui datait de 1951. En 1953, Charles Townes, à l'Université Columbia, montra qu'il était possible d'utiliser l'émission stimulée pour produire des oscillations dans l'ammoniac NH₃ non pas dans le visible mais dans le domaine spectral des microondes, donc aux très grandes longueurs d'onde. Il donna le nom de MASER à cet amplificateur, M pour microwave dans « *Microwave Amplification by the Stimulated Emission of Radiation* ». Puis Gordon Gould en 1957, Charles Townes et Arthur Schallow en 1958 proposèrent de fabriquer un « maser optique » qui fut logiquement nommé **LASER**. En réalité, on s'attendait à l'époque à réussir rapidement à produire ce « rayon laser » non pas avec le rubis, cristal d'alumine Al₂O₃ dopé par des ions chrome Cr³⁺ en substitution des ions Al³⁺, mais plutôt avec des gaz tels que le mélange He-Ne qui donnèrent eux-aussi l'effet laser six mois tard, dans le rouge à 632,8 nm. Dans les quatre années qui suivirent, pratiquement tous les milieux amplificateurs étaient découverts, Ar, Kr, CO₂, par Patel en 1964, CO, N₂, puis les excimères par Basov en 1971 pour les gaz. Les colorants ont été découverts par Sorokin en 1966 pompés d'abord par un laser à azote puis beaucoup plus efficacement par un YAG : Nd³⁺.

Une boule cristalline de YAG : Nd³⁺ sortie du creuset d'un four de croissance du type Czochralski comme celui de la figure 1 du chapitre AF 3 276, a été photographiée (figure 1). Les barreaux ou les plaquettes sont ensuite taillés dans cette boule comme le montre la photographie (figure 2). Ce cristal a aussi été dopé par l'erbium Er³⁺, le thulium Tm³⁺, l'holmium Ho³⁺ et récemment l'ytterbium Yb³⁺ ou co-dopé par l'ion de transition chrome Cr³⁺ et les terres rares Tm³⁺ ou Ho³⁺, ou encore dopé par l'état d'oxydation tétravalent du chrome, Cr⁴⁺ par son applicabilité aux absorbants saturables.

À la fin des années 1980 c'est le **saphir dopé titane Ti³⁺** qui a apporté l'accord en fréquence dans le rouge et le proche IR, domaine où les colorants sont inefficaces. À la même époque, nous avons vu émerger les **fibres dopées Er³⁺** pour les amplificateurs optiques à 1 550 nm (1,55 μm) en coïncidence avec la transmission des fibres optiques de silice remplaçant rapidement les régénérateurs électroniques à base de semiconducteurs des lignes transatlantiques, dont les signaux initialement régénérés tous les 60 km le sont maintenant tous les 200 km. Ces dernières années, ce sont divers **cristaux dopés chrome** qui ont été mis sur le marché : parmi les cristaux dopés Cr⁴⁺, la forstérite Mg₂SiO₄, est utilisée depuis quelques années et parmi ceux dopés Cr³⁺ ce sont les fluorures LiCAF et LiSAF. Leurs larges bandes d'émission permettent la création d'impulsions inférieures à 100 fs (1 fs = 10⁻¹⁵ s). Une autre famille prometteuse émerge, celle des **chalcogénures**, comme les séléniures ZnSe dopés chrome Cr²⁺ émettant dans le proche IR entre 2 000 nm (2 μm) et 3 000 nm (3 μm).

Actuellement, le marché des ventes de lasers différents de celui des diodes lasers concerne pour environ 90 % l'usinage des matériaux ainsi que les applications médicales. Si le laser CO₂ représente



Figure 1 – Boule d'un monocristal de grenat YAG dopé par l'ion Nd^{3+} dans laquelle seront extraits les barreaux et les plaquettes laser

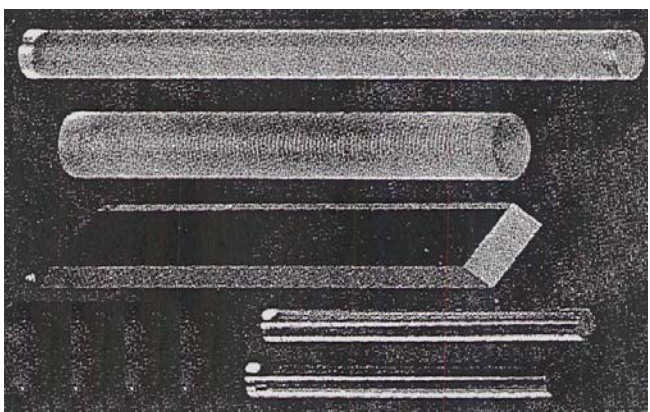


Figure 2 – Exemples de découpe de barreaux et de plaquettes laser à partir de la boule cristalline en figure 1

36 %, il est remarquable de constater que les lasers à solide pompés par diodes ou par lampes représentent près de 42 %. Les lasers pompés par diodes représentent maintenant près de 20 % des lasers à solide. Ils sont compacts, les effets thermiques sont réduits et les rendements électrique/optique sont meilleurs.

Aujourd'hui même, les recherches sur de nouveaux milieux amplificateurs permettant de construire de nouvelles sources lasers sont très actives, principalement d'ailleurs avec les solides, tant la demande de longueurs d'onde variant progressivement de l'UV à l'IR est grande.

1.2 Quelques grands projets de laser à l'état solide

Par ses principales propriétés, faisceau intense, de forte densité énergétique, apparaissant sous la forme d'un fil de lumière et d'une grande finesse spectrale, il est possible de l'utiliser dans l'**industrie**, en **médecine**, pour l'**instrumentation scientifique** et pour des **applications de défense**. Le public connaît, par exemple, le traitement de matériaux en surface, le marquage, ou le traitement en volume comme le soudage, le découpage, le perçage. Il connaît encore plus

les traitements de décollements de la rétine, de vaporisation de lésions, de cautérisation de vaisseaux sanguins, de découpage des tissus biologiques sans endommager les tissus voisins. Il connaît aussi les applications militaires comme le guidage de missiles ou de satellites, l'éblouissement laser et, bien sûr, le projet initial de l'Administration Reagan IDS pour « Initiative de Défense Stratégique », réactivé récemment par G.W. Busch (NMD) consistant à créer un bouclier technologique de défense destiné à détruire les missiles ennemis. Les utilisations les plus populaires sont probablement les lectures de codes-barres des magasins, les autoroutes de la communication qui utilisent les diodes lasers pour transmettre les signaux téléphoniques, vidéos ou internet à longue distance ou encore mieux les lecteurs de disques compacts, chacun d'entre nous en possédant au moins un à la maison. Les lasers de puissance, quant-à-eux, sont les sources d'énergie pour réaliser la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement inertiel à Livermore (Californie), à Limeil-Valenton au CEA et à Osaka au Japon. En France, on construit le fameux laser Mégajoule au CEA de Bordeaux et on développe depuis longtemps à Cadarache le procédé SILVA pour l'enrichissement isotopique de l'uranium pour les centrales nucléaires. Les projets VIRGO (coopération France-Italie) et LIGO (USA) de détection des ondes gravitationnelles commencé il y a près de vingt ans se poursuivent avec la réalisation par exemple des interféromètres de Michelson à Pise pour lesquels les conditions physiques extrêmes sont à la limite des frontières admissibles en optique. La détection des polluants dans l'atmosphère des villes ou l'évolution de la formation de l'ozone aux pôles utilisent des lasers appelés LIDAR (LIght Detection And Ranging System) par analogie avec les RADAR (RAdiowave Detection And Ranging System). De même la communauté internationale des astronomes attend beaucoup du développement des sources lasers continues YAG : Nd^{3+} de puissance égale à 20 W, puis bientôt de 50 W, émettant à 589,159 nm, obtenues par l'addition des fréquences des deux raies lasers 1 064 nm et 1 319 nm de l'ion Nd^{3+} , dans une cavité optique doublement résonnante contenant en outre un cristal non linéaire doubleur de fréquence de borate de LiB_3O_5 (LBO). Ces sources assurent le pompage optique du sodium par la raie D_{2a} , créant des guides d'étoiles artificiels dans la couche mésosphérique du sodium à 90 km, nécessaire à la mise en œuvre des nouveaux télescopes terrestres équipés d'optique adaptative pour les mesures haute résolution de turbulence atmosphérique et de corrections des distorsions d'ondes observées en astronomie.

Enfin, l'essentiel du développement récent en physique atomique, de l'optique en général et de l'optique non linéaire en particulier est dû à la réalisation de **sources lasers continues et surtout à impulsions émettant de l'UV à l'IR**. On a tout d'abord fabriqué les lasers à impulsions dits relaxés (*relaxed modes*) à la milliseconde (ms), puis déclenchés (*Q-switched laser*) à la nanoseconde ($1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$), plus récemment les lasers à modes bloqués (*Mode-locked laser*) à la picoseconde ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$), les dernières réalisations commercialisées étant à l'échelle de la femtoseconde ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) basées sur des méthodes de dérives de fréquences (cf. [AF 3 282]).

2. Principaux éléments d'une source laser

L'amplification attendue avec ces sources est possible en jouant sur les variations électroniques de population des niveaux d'énergie qui caractérisent les atomes mis en jeu entre le niveau fondamental et les niveaux excités après l'action du pompage optique, notion introduite en 1951 par Alfred Kastler, alors professeur à la Faculté des sciences de Paris.

Il convient de connaître *a priori* les **diagrammes de niveaux d'énergie des ions actifs** que l'on rencontre dans les trois états de la matière : He-Ne, Ar, Kr, CO₂, CO, excimères dans les gaz, colorant organique dans les liquides et ions de terres rares ou ions de transition luminescents dans les solides. Le point clé pour réussir l'opération est d'inverser les populations électroniques entre le niveau d'énergie émetteur et le niveau final de la transition optique. Il s'agit en fait de diminuer l'importance de l'absorption des atomes par rapport à l'émission stimulée qu'ils sont susceptibles de produire. Comme dans toutes les sources, ce sont, en fait, des trains d'onde qui sont émis mais à la différence des sources de lumière d'éclairage délivrant des trains d'onde d'émission spontanée dans toutes les directions sans relation ni d'amplitude, ni de phase entre eux, les lasers émettent des **trains d'ondes d'émission stimulée dits cohérents** dont les interférences sont essentiellement constructives dans une seule direction. Il est facile de comprendre que la réussite de cette opération d'amplification dépend des paramètres spectroscopiques et thermiques qui caractérisent le milieu actif mais il dépend aussi beaucoup de la nature de la source excitatrice, ou plutôt de la source de pompage, et de ses limites en puissance. Le **pompage optique** est fournisseur de photons qui entrent en collision avec les électrons des couches actives des colorants dans les liquides ou des ions luminescents insérés dans les solides. Le **pompage électrique**, quant-à-lui, est mis en œuvre par établissement d'une différence de potentiel dans un gaz provoquant des collisions entre atomes et molécules ou entre électrons et des ions mais aussi dans les solides semiconducteurs comme AsGa ou AlAsGa entraînant les recombinaisons d'électrons et de trous entre une bande de conduction et une bande de valence.

Il est aussi assez intuitif d'imaginer que l'amplification obtenue dépend de la longueur du milieu actif et comme celle-ci est évidemment limitée soit par le tube capillaire contenant un gaz, soit par la cuvette contenant un liquide colorant ou encore plus par la longueur du barreau monocristallin ou vitreux d'un solide, il fallait trouver le procédé qui permette de mettre à profit pleinement ses propriétés amplificatrices. Les allers et retours d'une onde introduite dans une cavité résonnante optique du type Fabry-Pérot peuvent aisément répondre à cette question. Pour commencer, on a donc disposé **deux miroirs**, l'un totalement réfléchissant, l'autre semi-réfléchissant laissant échapper une partie de l'émission laser tout en injectant l'autre partie dans le milieu dont les atomes excités produisent à nouveau l'émission stimulée. Si bien que la longueur de la cavité amplificatrice peut être utilisée plusieurs fois uniquement grâce aux réflexions sur les deux miroirs. On met ainsi à profit l'établissement d'un système d'ondes stationnaires dans cette cavité résonnante. La condition de résonance est alors bien établie en physique des vibrations lorsque la longueur entre les deux miroirs est égale à un nombre entier de demi-longueurs d'onde et l'émission stimulée atteint son rendement maximal. On connaît des systèmes physiques dont le comportement est identique à la résonance pour des fréquences complètement différentes : corde vibrante, circuit électrique RLC, système masse-ressort-amortisseur en mécanique, résonateur de Helmholtz en acoustique.

L'émission laser pourra ainsi être très **intense dans la direction imposée par les deux miroirs**. La sélectivité fréquentielle de la cavité résonnante ajoutée à la nature de l'émission stimulée apporte une **finesse spectrale** bien connue aux rayons lasers qui de ce fait émettent des trains d'onde caractérisée par une grande longueur de cohérence sous la forme de fils de lumière. C'est la longueur moyenne de ces trains d'onde qui correspond à la longueur de cohérence de la source. Un laser émet bien sûr des trains d'onde de longueur beaucoup plus grande, du centimètre à des kilomètres, que celle des sources d'éclairage habituelles, limitées à une fraction de millimètre.

Nous venons d'introduire les trois principales propriétés des sources laser : forte intensité, finesse spectrale élevée et directivité du faisceau qui se manifeste avec le plus d'évidence à l'observation directe, le laser apparaissant comme un fil lumineux très fin par un effet de collimation élevé.

Nous allons maintenant analyser en détail les éléments de base essentiels à la maîtrise de ces sources lasers.

3. Transitions d'absorption et d'émission des centres actifs

On représente le **diagramme des niveaux d'énergie de l'ion actif** selon le schéma de la figure 3. Les transitions spectrales observées dans le spectre d'**émission** sont dessinées par des flèches verticales descendantes. La longueur d'onde λ en nanomètres de l'onde lumineuse ($\lambda = c/v$) et le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$ sont associés au photon d'énergie $h\nu$ par :

$$h\nu = hc/\lambda = hc\sigma$$

avec h constante de Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J · s),
 ν fréquence,
 c vitesse de la lumière dans le vide ($c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s).

Pour fixer un ordre de grandeur, à $\lambda = 5\,000 \text{ \AA} = 500 \text{ nm} = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ correspond un nombre d'onde $\sigma = 20\,000 \text{ cm}^{-1}$, une fréquence = $6 \cdot 10^{14}$ Hz et donc un photon d'énergie 2,47 eV, c'est-à-dire $4 \cdot 10^{-19}$ J.

Inversement un photon dont l'énergie correspond à la différence entre E_1 , énergie minimale pour laquelle l'atome est initialement stable et celle E_n d'un état excité, peut être **absorbé** par l'atome :

$$h\nu_{1n} = E_n - E_1$$

Les transitions d'absorption sont donc en nombre plus faible que celles d'émission puisque dans les conditions habituelles l'état initial ne peut être que dans le niveau fondamental tandis que sous excitation par une cause extérieure, l'atome rencontre toutes les possibilités offertes par la série discontinue de niveaux excités pour revenir spontanément vers le niveau fondamental.

Sur la figure 3, les transitions d'absorption ont été représentées par des flèches verticales ascendantes. On remarquera que des énergies de photons absorbés sont égales aux énergies de photons émis : ce sont les raies spectrales de **résonance**. La spectroscopie qui étudie les échanges entre les ondes lumineuses et les atomes (interaction rayonnement-matière) utilise largement ces raies de résonance. La spectroscopie est d'un emploi utile pour préciser les niveaux d'énergie réels à partir des raies absorbées ou émises mesurées sur les spectres expérimentaux. Ces mécanismes doivent être bien compris.

Tous ces spectres sont d'origine électronique. Il existe aussi des **spectres d'origine vibrationnelle** ou **rotationnelle** dans les molécules ou groupements moléculaires. Il s'agit alors des états liés à la vibration des atomes ou à leur rotation autour d'axes bien définis. Le laser à CO₂ ($\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$) correspond à une transition d'émission entre ces types de niveaux dont les écarts sont bien sûr plus petits que ceux des niveaux électroniques. D'une façon générale, les énergies mises en jeu varient dans l'ordre (figure 4) :

$$E_{\text{électronique}} > E_{\text{vibration}} > E_{\text{rotation}}$$

L'observation expérimentale fait appel à toutes les formes d'énergie sans qu'il soit possible de séparer facilement l'une ou l'autre. Un spectre d'absorption ou un spectre d'émission correspond généralement à une superposition de transitions de rotation, de vibration et électronique, tout dépend de l'énergie du photon mis en jeu pour exciter la molécule. La spectroscopie moléculaire montre que toutes ces énergies sont quantifiées et le changement d'énergie d'une molécule se traduit par :

$$\text{variation d'énergie électronique} + \text{variation d'énergie vibrationnelle} + \text{variation d'énergie rotationnelle}$$

Un gaz traversé par le faisceau d'une source dont le spectre est continu est caractérisé par trois types de spectres d'absorption.

1. Dans l'infrarouge lointain ($\lambda > 25 \mu\text{m}$), seuls les niveaux de rotation E_r sont excités. Le spectre d'absorption apparaît sous la forme de raies qui se resserrent autour de la tête de bande : c'est le **spectre de rotation pur**.

2. Dans le proche infrarouge ($1 \mu\text{m} < \lambda < 25 \mu\text{m}$), les niveaux de rotation E_r et de vibration E_v sont excités simultanément. Le spectre d'absorption montre une succession de bandes faciles à repérer par leurs têtes de bandes : c'est le **spectre de rotation-vibration**.

3. À la limite de l'infrarouge et du visible ($\lambda < 1 \mu\text{m}$), les niveaux électroniques peuvent être excités. Le spectre d'absorption est dû à l'intervention de transitions à la fois entre niveaux électroniques, niveaux de vibration et niveaux de rotation : c'est le **spectre électronique**.

Notons que dans les solides, seules les énergies électroniques et vibrationnelles interviennent.

4. Population d'un niveau d'énergie

4.1 Principe de Boltzmann

La mécanique quantique admet que les mécanismes d'absorption et d'émission s'effectuent indépendamment pour chaque atome isolé. Un photon est émis par un seul atome avec une énergie $h\nu$ dépendant de la différence des niveaux d'énergie mis en jeu. Cependant, il n'est pas possible d'isoler expérimentalement un atome ou un photon et toutes les expériences font intervenir non seulement un grand nombre de photons que l'on sait évaluer par la densité spectrale énergétique mais aussi une collection d'atomes dont on sait calculer le nombre par unité de volume. Ces atomes sont placés dans le « bain thermique » défini par la température du milieu qui fournit une énergie thermique induisant des transitions d'absorption vers les niveaux excités et conduisant à un équilibre thermique. Il faut donc connaître les lois de la mécanique statistique qui régissent cet équilibre à la température T en degrés Kelvin. La statistique conforme à l'expérience est celle de Boltzmann. Le nombre d'atomes n se trouvant dans le niveau d'énergie E est appelé la population du niveau. Il est important de connaître la population des niveaux puisque l'intensité d'un système atomique à 2 niveaux est directement proportionnelle à la différence des populations existantes.

Quand une grande collection d'atomes similaires, sans interaction les uns avec les autres, sont en équilibre à la température T , les populations de chaque niveau E_1 et E_2 du système à 2 niveaux de la figure 5a, sont reliées par la relation suivante :

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

k T est l'énergie thermique, T étant exprimée en degrés Kelvin (K),

k est la constante de Boltzmann ($= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$). À la température ambiante ($T = 300 \text{ K}$ pour 27°C), $kT = 0,025 \text{ eV} = 25 \text{ meV}$ ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$), ce qui correspond à 207 cm^{-1} .

Rappelons l'ordre de grandeur de n lié au nombre d'Avogadro $N = 6 \cdot 10^{23}$ atomes pour la masse moléculaire M en supposant que le nombre d'atomes actifs est voisin du nombre effectivement présent.

Un cristal de rubis contenant 1 % en poids de Cr_2O_3 contient en fait $3 \cdot 10^{18}$ ions Cr^{3+} par cm^3 . Un YAG dopé par le néodyme Nd^{3+} , par 1,5 % en poids de Nd_2O_3 contient $2,8 \cdot 10^{20}$ ions Nd^{3+} par cm^3 . La concentration des porteurs des semiconducteurs du type AsGa ou InSb est de l'ordre de 10^{18} à 10^{19} par cm^3 .

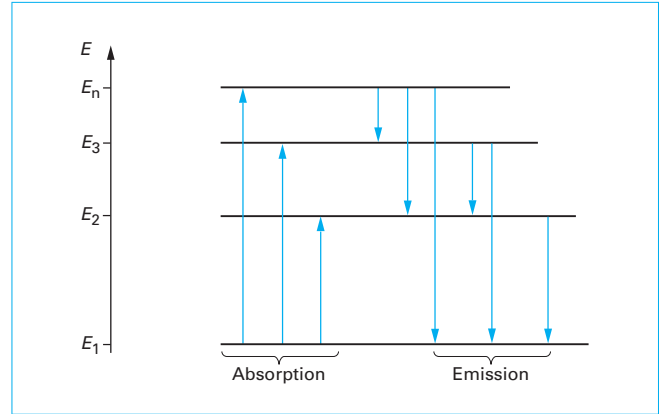


Figure 3 – Schéma d'un diagramme de niveaux d'énergie d'un ion ou d'un atome

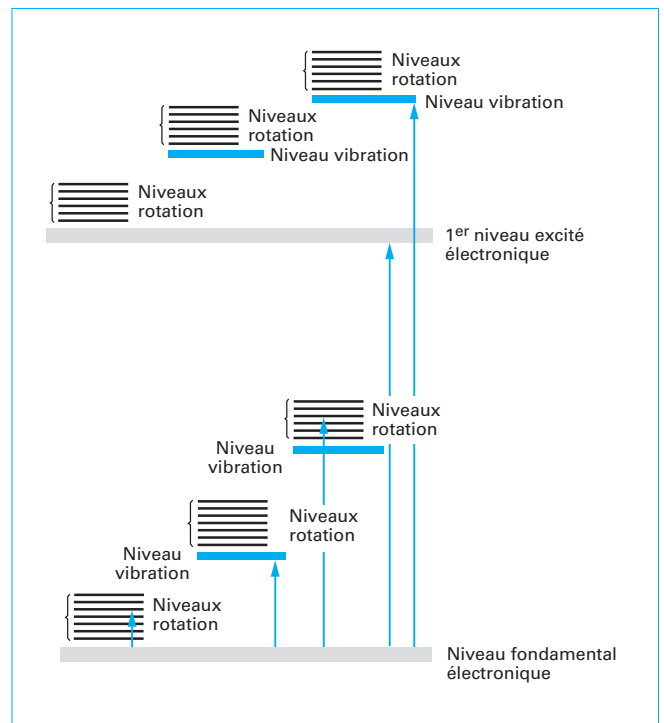


Figure 4 – Échelles relatives des niveaux d'énergie d'une molécule à l'état gazeux

4.2 Problème de l'inversion de population

Quelle que soit la température ou la différence d'énergie de ces deux niveaux, la répartition de Boltzmann montre qu'il est impossible d'atteindre une population n_2 du niveau excité supérieure à celle n_1 du niveau fondamental. En effet, à l'équilibre thermique le principe de Boltzmann se traduit par :

$$\frac{n_2^e}{n_1^e} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \text{ avec } n_1^e + n_2^e = N$$

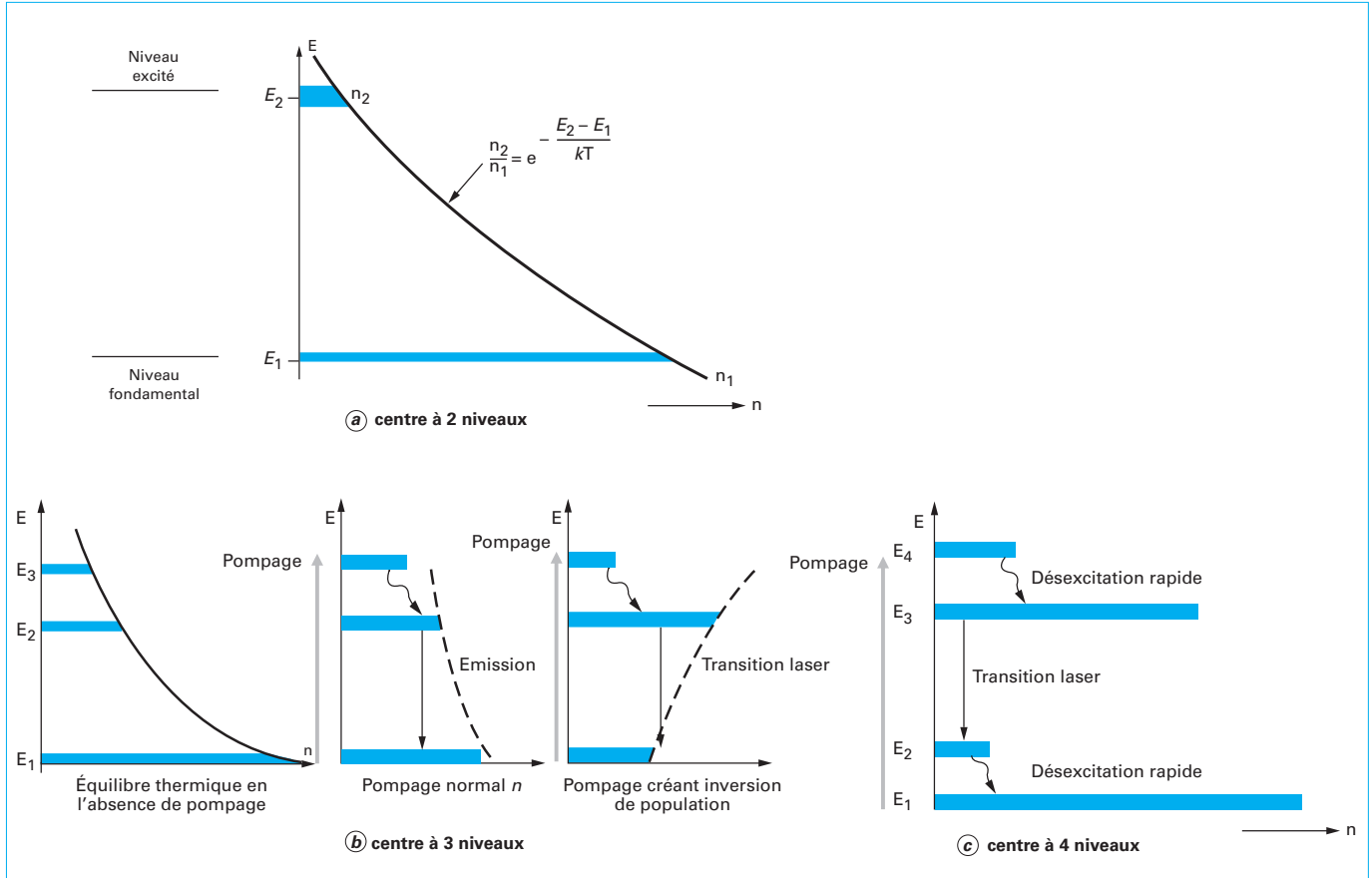


Figure 5 – Exemples des variations de populations des niveaux d'énergie des systèmes à 2, 3 et 4 niveaux

Il est facile de trouver : $n_1^e - n_2^e$

$$n_1^e = N \frac{1}{1 + e^{-hv/kT}} \text{ et } n_2^e = N \frac{e^{-hv/kT}}{1 + e^{-hv/kT}}$$

la variation de population s'écrit ainsi :

$$\Delta n^e = n_1^e - n_2^e = N \frac{e^{hv/kT} - 1}{e^{hv/kT} + 1} = N \text{ th } \frac{hv}{2kT}$$

Si $T \rightarrow 0$, $\Delta n^e \rightarrow N$ et si $T \rightarrow \text{infini}$ $\Delta n^e \rightarrow 0$ donc $n_1^e \approx n_2^e$ mais $n_1^e > n_2^e$.

Il n'est donc pas possible d'amplifier l'onde de fréquence ν d'un tel système tel que $h\nu = E_2 - E_1$ puisque l'amplification nécessite $n_2 > n_1$ donc l'inversion de population.

Il faut absolument rechercher des systèmes atomiques comprenant 3 ou 4 niveaux comme ceux dessinés sur les figures 5b et 5c pour avoir des chances d'inverser la population et produire l'amplification.

4.3 Schéma de centres respectivement à 3 et 4 niveaux

■ Centres à 3 niveaux

Le pompage s'effectue sur un troisième niveau supérieur à celui de la transition. Ce modèle fut proposé par Bloembergen aux USA, Basov et Prokhorov en URSS vers 1955, en utilisant les travaux réalisés par A. Kastler vers les années 1950. Voici schématiquement les étapes recherchées à partir de la figure 5b.

L'inversion de population entre les niveaux (2) et (1) est effective quand le pompage optique est suffisamment intense pour tenter de vider le niveau fondamental (1). Le centre atomique doit satisfaire plusieurs conditions :

- la probabilité d'émission spontanée (3) → (1) doit être inférieure à la probabilité de transition non-radiative (3) → (2) ;
- (3) → (2) doit être élevée de façon à accumuler les atomes dans l'état émetteur (2) dont la durée de vie doit être, par conséquent, assez grande et se comporter comme un niveau métastable. Ce mécanisme implique aussi que la durée de vie du niveau (3) soit courte par rapport à celle du niveau (2).

L'exemple typique d'un tel schéma est celui du laser à rubis $\text{Al}_2\text{O}_3 (\text{Cr}^{3+})$ et celui des cristaux et verres dopés Er^{3+} émettant vers 1 540 nm.

Malheureusement, un tel laser nécessite un pompage de forte intensité puisque le niveau terminal d'émission est le fondamental dont la tendance naturelle est de conserver la population totale des ions actifs.

■ Centres à 4 niveaux

On a alors avantage à rechercher des centres à 4 niveaux (figure 5c). Après pompage optique sur le niveau (4) suivie d'une désexcitation rapide (4) → (3) due à la durée de vie courte du niveau (4), il y a accumulation d'atomes dans cet état qui doit être métastable. La transition laser prend alors naissance sans qu'il soit nécessaire de pomper fortement parce que le niveau terminal (2) d'énergie E_2 n'est plus le niveau fondamental comme dans le cas

précèdent et que sa population peut être très faible. Il faut seulement qu'à la température ambiante, que $E_2 - E_1 \gg kT$, l'énergie thermique, pour que la population de E_2 soit négligeable d'après le principe de Boltzmann. Une bonne valeur correspond à $E_2 - E_1 = 10 kT$ donc égale à environ $2\,000\text{ cm}^{-1}$. C'est justement le cas rencontré avec l'ion dopant terre-rare Nd^{3+} (néodyme trivalent) inséré plus précisément dans les matériaux comme des verres ou des monocristaux tel que $\text{Y}_3\text{Al}_2\text{O}_{12}$ (YAG).

Nota : en spectroscopie, l'unité utilisée par les énergies est le cm^{-1} . La correspondance est donnée par l'énergie du photon en Joule (ou en eV) :

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

λ : longueur d'onde associée $\lambda = \frac{c}{\nu}$ en m, exprimée ensuite en nm pour l'optique.

On définit aussi le nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ en m^{-1} exprimé ensuite plutôt en cm^{-1} par les spectroscopistes.

D'où :

$$E = hc\sigma$$

ce qui montre la relation de proportionnalité entre l'énergie et le nombre d'onde σ .

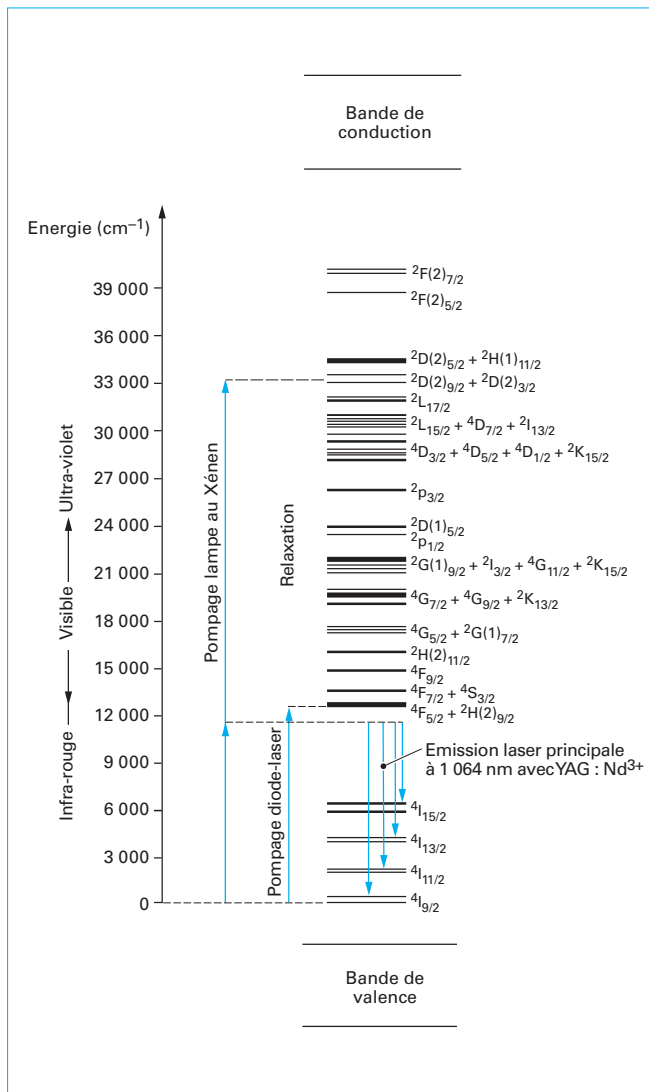


Figure 6 – Niveaux d'énergie de l'ion dopant Nd^{3+} inséré dans un solide dans les domaines IR, visible et UV

4.4 Pompage optique des matériaux inorganiques dopés par des ions luminescents

Le pompage optique peut être produit par des lampes spectrales de forte intensité dans le domaine spectral visible comme les sources au xénon, dont il convient d'utiliser toute la bande spectrale. C'est pourquoi, dans ce cas, on cherche des ions activateurs dans les solides dont les niveaux absorbants supérieurs sont des bandes larges. Ce type de spectre d'absorption large est rencontré avec les niveaux du chrome Cr^{2+} , Cr^{3+} , Cr^{4+} ou avec Ti^{3+} . Quant au YAG (Nd^{3+}) ou aux verres (Nd^{3+}), leurs spectres d'absorption comportent un grand nombre de raies spectrales fines proches les unes des autres dans le visible et l'UV avec des coefficients d'absorption élevés et une série de relaxations rapides entre tous les niveaux et le niveau émetteur (figures 6 et 7).

Aujourd'hui de nombreuses sources de pompage optique sont les lasers eux-mêmes émettant de l'UV à l'infrarouge :

- gaz : excimères, à azote, à argon ;
- cristaux : YAG : Nd^{3+} doublé, triplé et aussi quadruplé en fréquence pouvant pomper des colorants émettant principalement dans le visible, saphir dopé Ti^{3+} émettant dans le proche IR et dont la bande large assure ainsi un accord de fréquences très recherché pour œuvrer en fonction du niveau d'énergie d'absorption. La plus grande avancée vient sans aucun doute de la commercialisation de diodes laser du type AlAsGa émettant principalement dans le proche IR en attendant les diodes dans le visible et le bleu entre autre par GaN. Par exemple, la diode émettant à 808,2 nm pour pomper la raie d'absorption la plus intense de l'ion Nd^{3+} dans le YAG dont le coefficient d'absorption est de 12 cm^{-1} (figure 7), ou encore les diodes à 941 nm pour pomper l'ion Yb^{3+} dans le YAG dont le coefficient d'absorption est de $5,1\text{ cm}^{-1}$ (cf. [AF 3 276]).

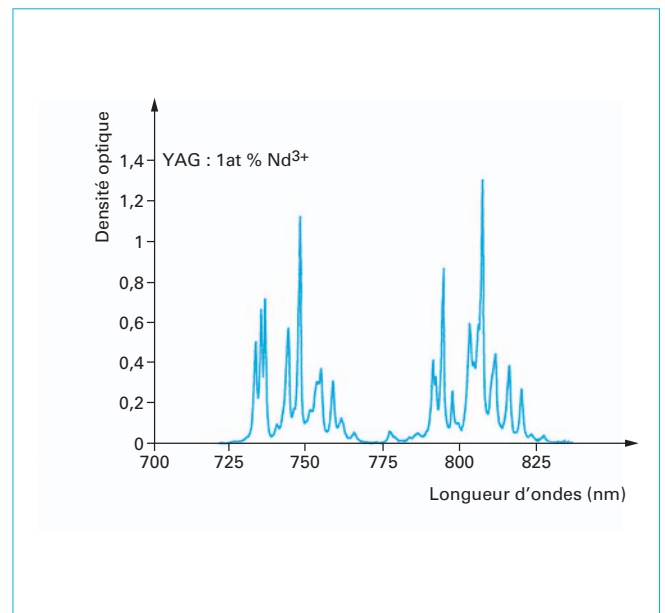


Figure 7 – Spectre d'absorption de YAG : 1 at % Nd^{3+} à la température ambiante dans la gamme spectrale de la diode de pompe. La raie la plus intense est située à 808,2 nm et correspond à un coefficient d'absorption de 12 cm^{-1}

5. Coefficients d'Einstein d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée (ou induite)

L'action réciproque d'une onde électromagnétique et d'un système atomique caractérisé par ses niveaux d'énergie discrets peut être traitée par les processus d'absorption, d'émission spontanée et d'émission induite. Einstein a défini ces différents mécanismes par des coefficients traduisant les probabilités de chacun.

5.1 Mécanisme d'absorption

Considérons une cavité contenant n_0 atomes dont n_1 sont dans le niveau fondamental, éclairée par un faisceau de lumière parallèle de fréquence ν , telle que $E_2 - E_1 = h\nu$ et de densité spectrale énergétique $\rho(\nu) \cdot \rho(\nu)$ représente l'énergie contenue dans le faisceau excitateur par unité d'intervalle de fréquence et par unité de volume. Cette densité est reliée à l'intensité spectrale énergétique par la relation simple :

$$I(\nu) = \rho(\nu) \nu$$

avec ν célérité de l'onde dans le milieu considéré.

Pour un milieu d'indice n^* , on écrit :

$$I(\nu) = \rho(\nu) \frac{c}{n^*}$$

avec c célérité de l'onde dans le vide.

Par exemple, pour le cas simple et naturel d'une excitation donnée par une source thermique assimilée à un corps noir émettant un spectre continu, la densité $\rho(\nu)$ suit la **loi de Planck** qui dépend essentiellement de la température T :

$$\rho(\nu) = (8\pi h \nu^3 / c^3) (1/e^{(h\nu/kT)} - 1)$$

Einstein postule que le nombre d'atomes absorbant la radiation excitatrice entre les niveaux (1) et (2) de la figure 5a par exemple est proportionnel à la population N_1 du niveau fondamental et à la densité spectrale énergétique $\rho(\nu)$ du faisceau pour cette fréquence ν . Le taux de transition par absorption par seconde s'écrit :

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \rho(\nu) N_1$$

avec B_{12} constante de proportionnalité qui mesure la force d'absorption de la transition appelé **coefficient d'Einstein d'absorption**.

L'intensité du faisceau excitateur est ainsi réduite lors de la traversée de l'enceinte contenant les atomes. Cette absorption dépeuple le fondamental (1) au profit du niveau excité (2).

En physique classique, la **loi de Beer-Lambert**, valable pour les faisceaux de faible intensité s'exprime de la manière suivante : la variation de l'intensité $dI_\nu(x)$ lors de la traversée dans la direction Ox , à la distance x de 0, est proportionnelle, à la fois à l'épaisseur dx de la tranche traversée et à l'intensité incidente $I_\nu(x)$:

$$dI_\nu(x) = -\alpha(\nu) I_\nu(x) dx$$

ce qui donne la loi exponentielle bien connue :

$$I_\nu(x) = e^{-\alpha(\nu)x}$$

$\alpha(\nu)$ est le **coefficient d'absorption** du milieu pour la fréquence ν exprimé par l'inverse d'une unité de longueur, ici exprimé en cm^{-1} . On sait relier $\alpha(\nu)$ au coefficient d'Einstein d'absorption B_{12} par la relation fondamentale de la spectroscopie (§ 5.3).

5.2 Mécanisme d'émission spontanée et durée de vie d'un niveau excité

L'émission spontanée de photons par des atomes excités sur un niveau d'énergie donné comme ceux de la figure 5a est un phénomène aléatoire pour lequel on introduit une **probabilité d'émission constante par unité de temps notée A_{21}** . La décroissance du nombre d'atomes excités par unité de temps est proportionnelle au nombre d'atomes présents à l'instant initial :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} N_2$$

L'intégration donne la relation :

$N_2 = N_2(0) e^{-A_{21}t}$ dans laquelle $N(0)$ désigne le nombre d'ions excités à $t = 0$.

On reconnaît la même forme que celle de la désintégration radioactive de noyaux avec une constante de désintégration λ au lieu de A_{21} . En physique, on a pris l'habitude de caractériser cette décroissance exponentielle par une constante de temps τ .

$$N_2 = N_2(0) e^{-t/\tau}$$

$$A_{21} = \frac{1}{\tau} \text{ en } \text{s}^{-1}$$

A_{21} est le **coefficient d'Einstein d'émission spontanée**. Ici, τ est donc la **durée de vie moyenne des atomes dans l'état excité**. C'est essentiellement une grandeur statistique définie par la moyenne arithmétique de la durée de vie de chaque ion i :

$$\tau = \frac{1}{N(0)} \sum_{i=1}^{N(0)} t_i \text{ dans laquelle } t_i \text{ est la durée relative à l'ion } i$$

On la représente plutôt sous la forme mathématique d'un moment d'ordre 1 de l'intensité de fluorescence :

$$\tau = \frac{\int_0^\infty I(t) t dt}{\int_0^\infty I(t) dt}$$

Le dénominateur représente alors l'aire du déclin de fluorescence issue du niveau excité mis en jeu.

On définit également le moment d'ordre 0 rapporté simplement à l'intensité $I(0)$ à $t = 0$:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty I(t) dt}{I(0)}$$

On sait mesurer les durées de vie τ des niveaux électroniques avec des sources excitatrices délivrant des impulsions de constantes de temps inférieures à celles que l'on veut connaître après pompage sur les niveaux d'énergie étudiés. On utilise maintenant presque

systématiquement des lasers à impulsions dont les constantes de temps varient de quelques nanosecondes à quelques microsecondes. Les plus utilisés sont les lasers YAG : Nd^{3+} à impulsions doublés dans le vert à 532 nm ou triplés dans l'UV à 355 nm dont la constante de temps est de l'ordre de 10 ns. Associés à des colorants pompés par ces lasers, on peut alors balayer la longueur d'onde excitatrice de l'UV au proche IR. On utilise aussi des lasers excimères comme XeCl qui émettent à 308 nm et dont la constante de temps est de 8 ns. Quand on peut enregistrer la variation de la population sélectivement pour un état excité, c'est-à-dire l'intensité totale I de fluorescence liée aux photons émis par ce niveau, on en déduit τ . Le tableau 1 donne quelques valeurs de τ pour les niveaux d'ions utilisés dans les lasers.

L'expression de τ correspond à la durée de vie dite radiative en l'absence d'autres mécanismes de désexcitations non radiatifs par transferts d'énergie vers d'autres ions identiques ou différents qui interviennent d'ailleurs fréquemment.

Avec les ions laser terres rares Nd^{3+} , Pr^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} , plusieurs niveaux d'énergie sont souvent présents au-dessous du niveau émetteur. Les ions peuvent ainsi effectuer des transitions d'émissions spontanées vers chacun des niveaux avec une probabilité d'émission spontanée A_{ej} . La probabilité totale de désexcitation d'émission spontanée est la somme de toutes les probabilités et la durée de vie radiative s'écrit :

$$\tau = \frac{1}{\sum_j A_{ej}}$$

Le rapport de branchement d'une transition (e) \rightarrow (j) est alors défini par la relation :

$$\beta = \frac{A_{ej}}{\sum_j A_{ej}}$$

La connaissance de τ qui varie dans de larges proportions, permet de comprendre un grand nombre de processus dynamiques internes aux atomes. La plupart du temps, la spectroscopie dynamique des atomes dans leurs trois phases, gazeuse, liquide ou solide est rendue complexe par la variété des durées de vie propres à chacun de leurs niveaux d'énergie qui varient de plusieurs ordres de grandeur. Les valeurs numériques permettent de distinguer les transitions dans le langage commun : à une **transition de fluorescence** correspond une transition dite « permise » à partir d'un niveau excité de courte durée de vie donc de grande valeur de $A = \frac{1}{\tau}$ tandis qu'à une **transition de phosphorescence** dite plutôt « interdite »,

correspond un niveau excité appelé niveau métastable, pompé d'ailleurs indirectement, de longue durée donc de faible probabilité

$$A = \frac{1}{\tau}$$

De nombreux lasers fonctionnent grâce à la présence de niveaux métastables émetteurs dans lesquels la valeur de τ élevée, de plusieurs millisecondes, permet d'accumuler une population importante nécessaire à la réalisation de l'inversion de population.

Ce sont, par exemple, les ions lasers dans les solides, comme Cr^{3+} (3 ms dans le rubis), l'erbium Er^{3+} (quelques ms), l'ytterbium Yb^{3+} (1 à 2 ms), le thulium Tm^{3+} (quelques ms), l'holmium Ho^{3+} qui atteint la dizaine de ms.

5.3 Mécanisme d'émission stimulée (ou induite)

En 1917, Einstein montra qu'il existait un autre type d'émission que celui de l'émission spontanée. En effet, des atomes définis simplement par deux niveaux E_1 et E_2 , tel que $E_2 - E_1 = h\nu$ (système à 2 niveaux de la figure 5a) et dont la dégénérescence est égale à l'unité, placés dans le bain thermique dû à la radiation d'un corps supposé noir, doivent être étudiés à l'équilibre thermique par le raisonnement suivant :

$$N_1 + N_2 = N_0 \quad (N_0 \text{ est la concentration initiale donc constante}),$$

$$\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = 0$$

En régime stationnaire N_1 et N_2 sont constantes, ce qui se traduit par :

$$\frac{dN_1}{dt} = 0 \quad \frac{dN_2}{dt} = 0$$

$$\text{soit} \quad B_{12}\rho(\nu)N_1 - A_{21}N_2 = 0$$

$$\text{d'ou :} \quad \frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(\nu)}{A_{21}}$$

Tableau 1 – Durée de vie moyenne des atomes dans l'état excité

Réseaux cristallins	Ions luminescents et configuration électronique	Niveaux excités	Transitions	λ (nm)	Durée de vie des niveaux excités τ
Al_2O_3	Cr^{3+} $3d^3$	2E	${}^2E \rightarrow {}^4A_2$	694,3	3 ms
YAG	Nd^{3+} $4f^3$	${}^4F_{3/2}$	${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1 064	230 μs
Verre de silicate	Nd^{3+} $4f^3$	${}^4F_{3/2}$	${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1 061	300 μs
YAG	Ce^{3+} $4f^1$	5d	$5d \rightarrow$ niveaux ${}^2F_{7/2}$ et ${}^2F_{5/2}$ de la configuration $4f^1$	Bande large jaune	20 ns

Or dans ce cas $\rho(\nu)$ est connue par la loi de Planck à la température d'équilibre T :

$$\rho(\nu) = (8\pi h\nu^3/c^3)(1/e^{h\nu/kT} - 1) \text{ en } \text{J} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}}{A_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)}$$

Mais d'après le principe de Boltzmann, ce rapport devrait s'écrire :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu/kT}$$

si bien qu'il y a contradiction entre les deux résultats.

C'est pour se libérer de cette contradiction qu'Einstein émit l'hypothèse de l'existence d'une *émission induite* par le rayonnement présent dans la cavité appelée aussi *émission stimulée*.

Le taux de transition par émission stimulée suit la même loi mathématique que celui du taux de transition par absorption :

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)N_2$$

avec B_{21} coefficient d'Einstein d'émission stimulée.

L'équilibre du niveau excité atteint en régime permanent, c'est-à-dire en régime stationnaire, s'écrit maintenant :

$$B_{12}\rho(\nu)N_1 - B_{21}\rho(\nu)N_2 - A_{21}N_2 = 0$$

$$A_{21} = \left(B_{12} \frac{N_1}{N_2} - B_{21} \right) \rho(\nu)$$

$$A_{21} = \left(B_{12} e^{+h\nu/kT} - B_{21} \right) \rho(\nu)$$

Comme A_{21} est une constante de valeur finie, le second membre doit être lui aussi de valeur finie quelles que soient les conditions expérimentales, en particulier quelle que soit la température T :

$$\text{Si } T \rightarrow \infty, \rho(\nu) \rightarrow \infty \text{ et } e^{+h\nu/kT} \rightarrow 1$$

Donc $B_{12} \rightarrow B_{21}$

On en déduit :

$$\boxed{\frac{A_{21}}{B} = \frac{8h\pi\nu^3}{c^3} = \frac{8\pi h}{\lambda^3}} \quad \text{et} \quad \boxed{B_{12} = B_{21}}$$

Physiquement, ce rapport montre que l'émission stimulée est plus facile à mettre en évidence dans le domaine spectral de grande longueur d'onde. Il explique pourquoi il a été plus aisé de construire d'abord un MASER (*micro-wave amplification by stimulated emission of radiation*) dans le domaine hertzien (basses fréquences donc grandes λ) et que le LASER (*light amplification by stimulated emis-*

sion of radiation) soit limité actuellement à l'ultraviolet, au visible et au proche infrarouge. La réalisation de lasers de très courtes λ , de l'ultraviolet court aux rayons X, se heurte, entre autres, à ce concept.

Le bilan général d'un centre à deux niveaux d'énergie s'établit ainsi :

- taux de transitions par absorption $\frac{dN_1}{dt} = -B\rho(\nu)N_1$;
- taux de transitions par émission spontanée $\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2$;
- taux de transitions par émission stimulée $\frac{dN_2}{dt} = -B\rho(\nu)N_2$.

L'émission spontanée est émise par trains d'ondes incohérents dans toutes les directions alors que l'émission stimulée se produit dans la direction du faisceau incident et d'après les relations précédentes l'onde stimulée est cohérente avec celle du rayonnement stimulant. Il y a interférence constructive entre les 2 ondes augmentant ainsi l'amplitude de l'onde résultante. La prédominance de l'émission stimulée sur l'émission spontanée devient notable au-dessus du seuil d'inversion de population lorsque le milieu est amplificateur. Sinon le milieu reste absorbant.

Une interprétation beaucoup plus physique consiste à écrire plutôt directement pour tout système à au moins deux niveaux fondamental (1) et excité (2) :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= B\rho(\nu)(N_1 - N_2) - A_{21}N_2 \\ &= B\rho(\nu)(N_1 - N_2) \text{ en régime amplificateur} \end{aligned}$$

Le premier terme correspond aux transitions stimulées proportionnelles à la densité énergétique de la pompe dépendant de la différence des populations. Il donne l'amplification éventuelle avec la cohérence de phase dans une direction. Quant au second terme, il dépend linéairement de N_2 et est sans effet directionnel ; c'est l'émission spontanée qui reste un bruit pour l'émission laser et qui est d'ailleurs négligée.

Appliqués aux systèmes à 3 et 4 niveaux, ces notions permettent de trouver dans une première approche les courbes de variation du gain $a(\nu)$ selon les résultats de la figure 8.

5.4 Coefficients d'absorption et d'amplification

À partir des expressions précédentes des coefficients d'Einstein d'absorption et d'émission stimulée d'un système à 2 niveaux, tout en négligeant l'émission spontanée dans le calcul, on peut démontrer la relation fondamentale de la spectroscopie à la longueur d'onde λ correspondant à la fréquence ν dans un échantillon de longueur ℓ selon :

$$I(\ell)/I(0) = e^{\alpha(\nu)\ell} \text{ et } \alpha(\nu) = \frac{\lambda_0^2}{8\pi\tau n^*2} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \frac{g_2}{g_1} F(\nu)$$

dans laquelle N_1 et N_2 désignent les populations, n^* l'indice du milieu et $F(\nu)$ le profil de raie normalisée généralement gaussien ou lorentzien et dont les valeurs $F(\nu_0)$ au maximum de la raie pour $\nu = \nu_0$ sont précisées ci-après.

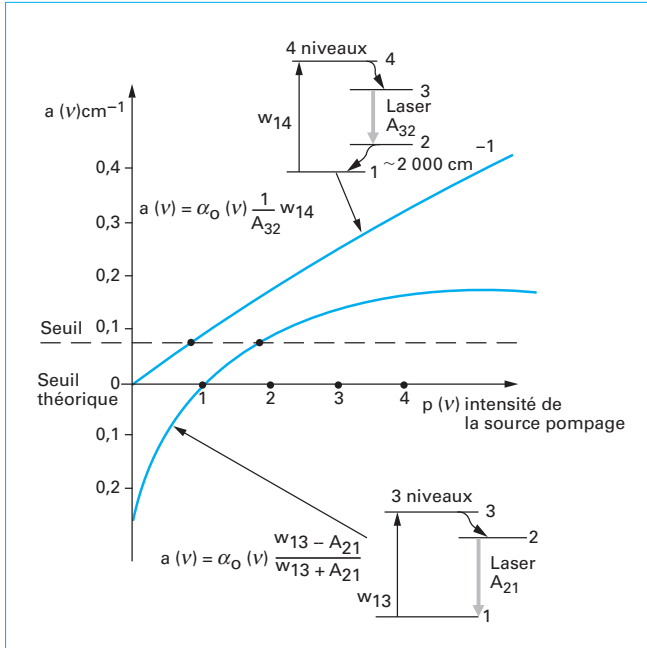


Figure 8 – Allure générale des variations du gain $a(v)$ des systèmes laser à 3 et 4 niveaux en fonction de l'intensité de la source de pompage

■ Profil de raie gaussien normalisé :

$$F(v) = \frac{2}{\Delta v} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{-4v_0^2}{(\Delta v)^2} \cdot \ln 2 \left(\frac{v - v_0}{v_0} \right)^2 \right]$$

$$F(v_0) = \frac{2}{\Delta v} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2}$$

■ Profil de raie Lorentzien normalisé :

$$F(v) = \frac{\Delta v}{2\pi} \frac{1}{\left(\frac{\Delta v}{2} \right)^2 + (v - v_0)^2}$$

$$F(v_0) = \frac{2}{\pi \Delta v}$$

On constate l'intervention de la largeur de raie à mi-hauteur Δv au dénominateur de $F(v)$.

g_1 et g_2 représente les degrés de dégénérescence des niveaux (1) et (2) mis en jeu, c'est-à-dire le nombre d'états possibles pour une même énergie de l'atome. Pour simplifier la présentation, prenons $g_1 = g_2$, alors :

– si $N_1 > N_2$, $\alpha(v_0) > 0$ et on a :

$$\alpha(v_0) = [\lambda_0^2 / 8\pi\tau n^*2] (N_1 - N_2) F(v_0)$$

$I_{v0}(x) = I_{v0}(0) e^{-\alpha(v)x}$ décroît selon une exponentielle. On retrouve la loi d'absorption de Beer-Lambert ;

– par contre, si $N_1 < N_2$, $\alpha(v_0) < 0$, on définit alors le coefficient d'amplification :

$$a(v_0) = [\lambda_0^2 / 8\pi\tau n^*2] (N_2 - N_1) F(v_0)$$

$I_{v0}(x) = I_{v0}(0) e^{+a(v)x}$ croît selon une exponentielle. Il y a amplification.

5.5 Sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée

En physique, on a l'habitude d'évaluer l'interaction entre deux types de particules par des mesures de sections efficaces. Par exemple, ici, les collisions entre les photons du flux d'excitation et les électrons des atomes constituant le solide plus précisément des ions dits activateurs donnant lieu à l'effet laser, se traduisent par des mécanismes d'absorption et d'émission. L'absorption d'un photon par un atome fait passer l'électron d'un atome de son niveau fondamental à l'un des niveaux excités et par voie de conséquence, il se produit l'émission d'un photon par cet atome initialement excité dans l'un de ses niveaux lors du retour à son niveau fondamental spontané ou mieux pour l'effet laser par voie stimulée ou induite. Que ce soit pour l'un ou l'autre cas, on note que les relations littérales précédentes de $\alpha(v_0)$ ou de $a(v_0)$ exprimées en cm^{-1} donnent lieu à des valeurs de sections efficaces mesurées en cm^2 , lorsqu'on les divise par la concentration $(N_2 - N_1)$ des atomes mis en jeu exprimés eux en atomes par cm^3 . Souvent, ces sections efficaces sont notées $\sigma(v_0)$.

Dans le cas de l'absorption, on peut aussi définir $\sigma(v_0)_{\text{absorption}}$ par le nombre de transitions par atome et par seconde ou le nombre de photons incidents par cm^2 et par seconde.

Section efficace d'absorption :

$$\sigma(v_0)_{\text{absorption}} = \alpha(v_0) / (N_1 - N_2) = [\lambda_0^2 / 8\pi\tau n^*2] F(v_0)$$

Section efficace d'émission stimulée

$$\sigma(v_0)_{\text{stimulée}} = a(v_0) / (N_1 - N_2) = [\lambda_0^2 / 8\pi\tau n^*2] F(v_0)$$

Dans le chapitre suivant [AF 3 276], on trouvera quelques exemples de sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée. Les « laséristes » ont pris l'habitude de retenir quelques valeurs de cristaux très utilisés à titre de références, comme celles des cristaux suivants :

- YAG : 1 atome % Nd^{3+}
 $\alpha_{\text{absorption}} : 12 \text{ cm}^{-1}$ à 808,2 nm
 $\sigma_{\text{émission}} : 3,3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ à $\lambda_{\text{laser}} = 1 064 \text{ nm}$
- YAG : 5,5 atome % Yb^{3+}
 $\alpha_{\text{absorption}} : 5,1 \text{ cm}^{-1}$ à 941 nm
 $\sigma_{\text{émission}} : 2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à $\lambda_{\text{laser}} = 1 030 \text{ nm}$
- Al_2O_3 : 0,09 poids % Ti^{3+}
 $\alpha_{\text{absorption}} : 2,2 \text{ cm}^{-1}$ (E//axe optique) à 532 nm
 $\sigma_{\text{émission}} : 3,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ (E//axe optique) à $\lambda_{\text{laser}} = 790 \text{ nm}$
- Al_2O_3 : 0,05 poids % Cr^{3+}
 $\alpha_{\text{absorption}} : 2,8 \text{ cm}^{-1}$ (E//axe optique) à 554 nm
 $\sigma_{\text{émission}} : 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à $\lambda_{\text{laser}} = 694,3 \text{ nm}$

6. Cavité résonnante et intensité émise par le faisceau laser

Comme la longueur des barreaux de monocristaux ne peut pas excéder plusieurs centimètres, l'amplification apportée par un seul passage reste trop faible pour être notable. Aussi doit-on ré-injecter le faisceau amplifié au cours d'un premier passage au moyen de miroirs constituant une **cavité résonnante optique** ou **résonateur optique**. Le faisceau émergent voit alors son intensité augmenter

notamment après les passages multiples. On conçoit ainsi l'utilité de la cavité Fabry-Pérot présentée dans les études interférométriques. Il existe cependant des milieux amplificateurs à un seul passage nécessaire pour amplifier une fois l'émission d'un laser pompe (rubis, YAG) ou l'émission laser issue de la cavité oscillatrice d'un laser à colorant. Ils sont parfois nommés **milieux superradiants**.

6.1 Optique des faisceaux gaussiens

Les allers et retours successifs sont produits par deux miroirs M_1 et M_2 concaves dont les rayons de courbures R_1 et R_2 sont adaptés aux courbures des faisceaux gaussiens créés par le milieu amplificateur (figure 9). C'est donc l'optique des faisceaux gaussiens qui est mise en jeu avec ses relations habituelles en fonction de z , λ et w_0 :

Rayon de courbure du faisceau :

$$R(z) = z[1 + (\pi w_0^2)/\lambda z] \approx z \text{ si } z \gg \pi w_0^2/\lambda$$

Rayon de la section droite du faisceau :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (\lambda z/\pi w_0^2)^2} \approx (\lambda/\pi w_0) z \text{ si } z \gg \pi w_0^2/\lambda$$

Divergence : $\theta = w(z)/z = \lambda/\pi w_0$

L'un des miroirs est semi-réfléchissant, l'autre laisse échapper le flux laser. En fait, il existe de nombreuses configurations optiques avec des miroirs non seulement concaves mais aussi convexes ou plans, ou même un réseau de diffraction utilisé par son montage de Littrow comme élément de dispersion spectrale dans la cavité oscillatrice du colorant de la figure 10.

6.2 Caractéristiques spectrales du faisceau laser

Pour des raisons simplificatrices, nous allons montrer les propriétés de la cavité à faces planes et parallèles à partir de l'interférométrie à ondes multiples de Fabry-Pérot.

On note pour chacun des miroirs M_1 et M_2 :

réflexions :

r_1, r_2 facteurs de réflexion en amplitude

R_1, R_2 facteurs de réflexion en intensité

$R_1 = r_1^2, R_2 = r_2^2$ donc $R_1 R_2 = r_1^2 r_2^2$

transmissions :

t_1 et t_2 facteurs de transmission en amplitude

T_1 et T_2 facteurs de transmission en intensité

$$T_1 = \frac{n}{m} t_1^2, \quad T_2 = \frac{m}{n} t_2^2$$

avec m indice commun des miroirs,

n indice du milieu amplificateur.

$$T_1 T_2 = t_1^2 t_2^2$$

G gain en intensité pour le trajet ℓ ,

\sqrt{G} gain en amplitude pour le trajet ℓ .

À la sortie, les rayons sont parallèles les uns par rapport aux autres de telle sorte que deux rayons consécutifs présentent une différence de marche constante δ donc un déphasage constant :

$$\varphi = 2\pi \delta/\lambda$$

Sous l'incidence normale, un aller et retour correspond à $\delta = 2n\ell$.

L'utilisation du formalisme des amplitudes complexes est commode pour calculer l'amplitude résultante A du faisceau émergent. Le tableau 2 indique les amplitudes complexes de chaque rayon selon la configuration habituelle de l'interféromètre Fabry-Pérot dessinée sur la figure 11 mais appliquée ici à la cavité résonnante laser.

$$A = a_0 t_1 t_2 \sqrt{G} [1 + G r_1 r_2 e^{-j\varphi} + G^2 r_1^2 r_2^2 e^{-j2\varphi} + \dots]$$

C'est une progression géométrique de premier terme 1 et de raison $G r_1 r_2 e^{-j\varphi}$ dont le module est inférieur à l'unité. La somme est :

$$A = a_0 t_1 t_2 \sqrt{G} [1 / (1 - G r_1 r_2 e^{-j\varphi})]$$

L'intensité émergente prend la forme $I = AA^*$, avec A^* conjugué de A , et le gain en intensité est donc :

$$g = \frac{I(\ell)}{I(0)} = AA^*/a_0^2 \quad I(0) = a_0^2 \text{ est l'intensité incidente}$$

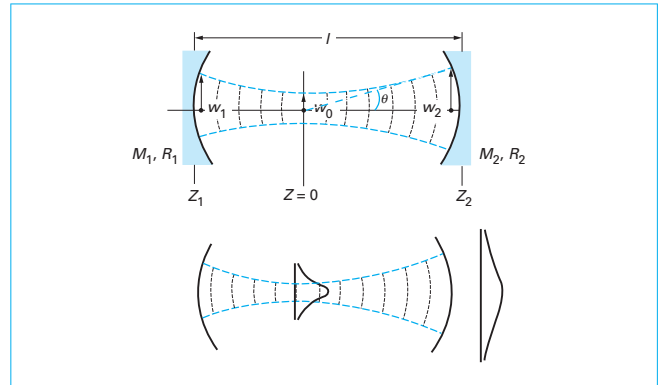


Figure 9 – Évolution de la section droite du faisceau laser à l'intérieur de la cavité résonnante

Tableau 2 – Amplitudes complexes de chaque rayon selon la configuration de l'interféromètre Fabry-Pérot appliquée à la cavité résonnante laser			
Rayons (1)	n° 1	n° 2	n° 3
Amplitudes	$a_0 t_1 t_2 \sqrt{G}$	$a_0 t_1 t_2 r_1 r_2 G \sqrt{G}$	$a_0 t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 G^3 \sqrt{G}$
Phases	0 (origine)	$\varphi = 2\pi \delta/\lambda$	2φ
Amplitudes complexes	$a_0 t_1 t_2 \sqrt{G}$	$a_0 t_1 t_2 r_1 r_2 G \sqrt{G} e^{-j\varphi}$	$a_0 t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 G^3 \sqrt{G} e^{-j2\varphi}$

(1) On ne traite dans ce tableau que des 3 premiers rayons

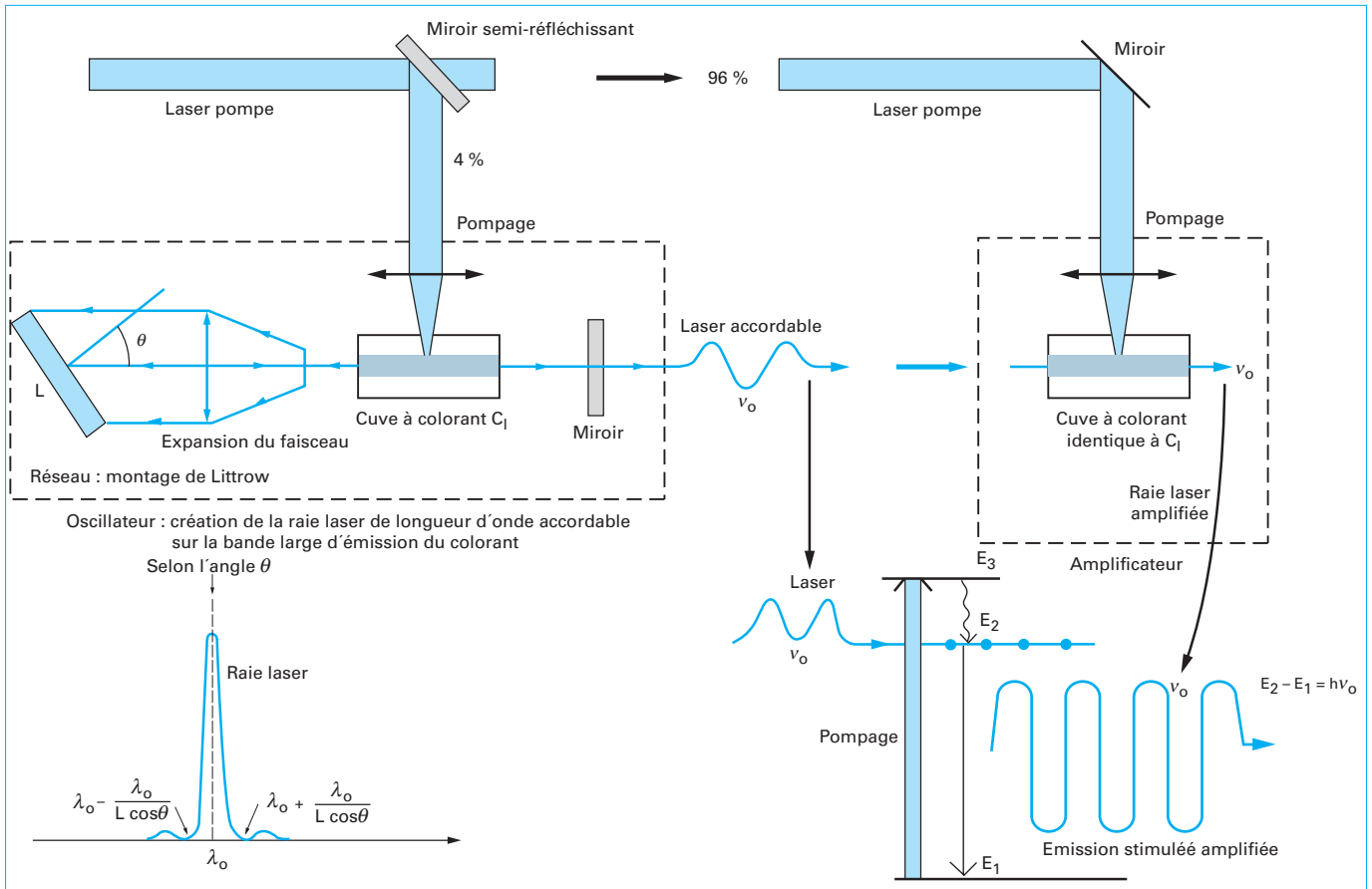


Figure 10 – Mise en évidence du processus d'amplification à partir du schéma du montage optique de la cavité oscillatrice et de l'amplificateur d'une source laser à colorants

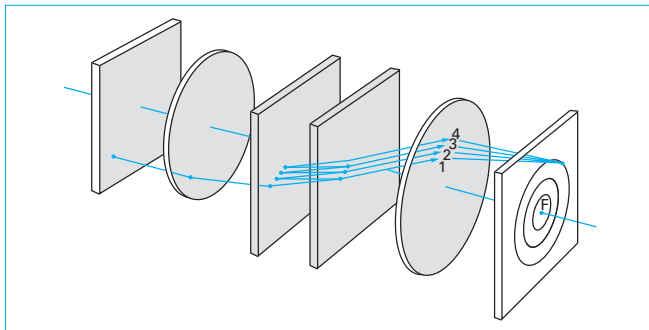


Figure 11 – Interféromètre Fabry-Pérot appliqué à la cavité résonnante laser

On trouve :

$$g = T_1 T_2 G / \left\{ (1 - G \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 G \sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \frac{\phi}{2} \right\}$$

Ces rayons normaux aux miroirs délivrent les modes axiaux ou longitudinaux. Le spectre de fréquence ressemble à la fonction d'Airy trouvée pour l'interféromètre dans lequel le gain n'intervient pas (figure 12). Nous avons rappelé sur la figure 13 la technique de l'étalon aussi du type Fabry-Pérot mais d'épaisseur $d \ll \ell$ afin

d'extraire un seul mode laser de faible largeur spectrale, le produit de l'ensemble ne restituant que le mode central très fin. Ces données seront importantes pour la compréhension des lasers à l'échelle de la picoseconde à couplage de modes.

6.3 Modes du laser

1. Les maximums ou modes sont donnés par :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2n\ell = 2k\pi \text{ ou } \varphi = \left(\frac{2\pi}{c} 2n\ell\right) \nu = 2k\pi$$

soit :

$$\nu = k \frac{c}{2n\ell}$$

2. Entre 2 maximums (2 modes) successifs, il y a un écart fréquentiel de :

$$\Delta \nu = \frac{c}{2n\ell}$$

3. Calcul de la largeur à mi-hauteur $\delta \nu$ d'un mode

À partir de la position d'un maximum $\varphi = \frac{4\pi n\ell}{c} \nu$, on peut différencier pour trouver la largeur de ce mode :

$$\delta \varphi_{1/2} = \frac{4\pi n\ell}{c} \delta \nu_{1/2}$$

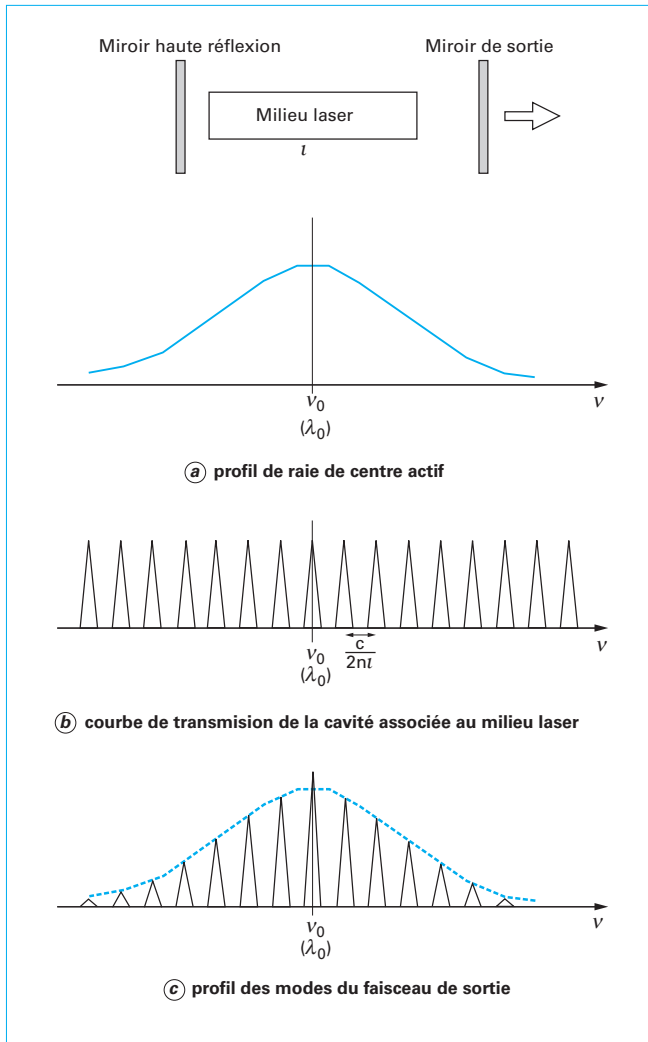


Figure 12 - Création des modes et sélection du mode principal dans une cavité laser du type Fabry-Pérot. Spectre de fréquence transmis par la cavité

À mi-hauteur, on a :

$$\frac{g}{g_{\max}} = 0,5$$

pour $\sin^2 \frac{\varphi}{2} = (1 - G\sqrt{R_1 R_2})^2 / 4G\sqrt{R_1 R_2}$, c'est-à-dire pour $\varphi = 2k\pi \pm \delta\varphi_{1/2}$

Ces maximums restent très étroits et l'on peut assimiler $\sin \delta\varphi_{1/2}/2$ avec l'arc exprimé en radians. On a donc :

$$\sin^2 \frac{\varphi}{2} = \sin^2(k\pi + \delta\varphi_{1/2}/2) = \sin^2(\delta\varphi_{1/2}/2) \approx ((\delta\varphi_{1/2})/2)^2$$

d'où :

$$\delta\varphi_{1/2} = \frac{1 - G\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{G\sqrt{R_1 R_2}}}$$

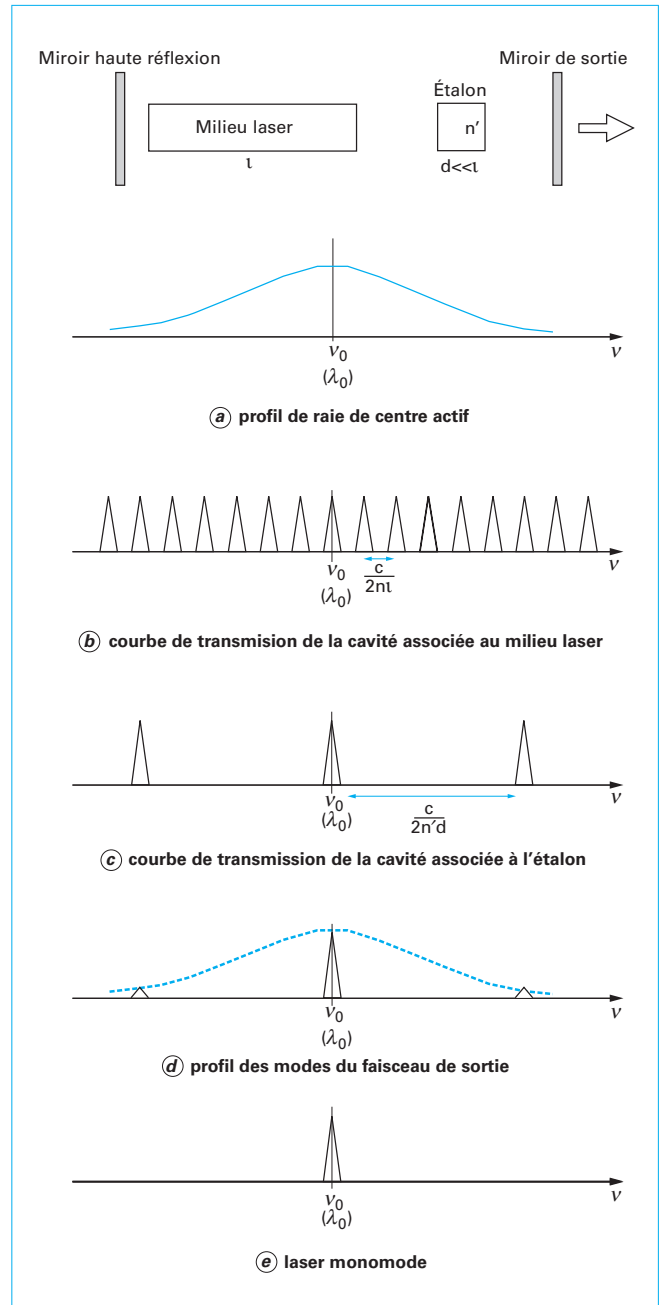


Figure 13 - Création des modes et sélection du mode principal dans une cavité laser du type Fabry-Pérot. Technique de l'étalon pour isoler un seul mode laser

La mesure en échelle de fréquence donne une largeur totale à mi-hauteur :

$$\delta\nu = 2\delta\nu_{1/2} = c/2\pi n\ell \left\{ \frac{1 - G\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{G\sqrt{R_1 R_2}}} \right\}$$

On notera la dépendance de $\delta\nu$ avec G , R_1 et R_2 .

6.4 Cohérence des faisceaux

6.4.1 Trains d'onde

On résume souvent les propriétés du faisceau laser en disant que c'est une lumière cohérente. Il convient donc de définir ce terme, utilisé par ailleurs dans la conversation courante, avec une signification beaucoup plus large qu'en physique.

Une source de lumière émet des vibrations sinusoïdales d'amplitude et de phase variables sous la forme de trains d'onde. Les modèles théoriques simples admettent que ces trains d'onde sont :

- soit d'amplitude constante mais limités dans le temps
 $f(t) = a \cos 2\pi\nu_0 t$ défini sur un intervalle Δt ;
- soit d'amplitude variable de constante de temps τ , s'étendant entre $t = 0$ et l'infini (figure 14).

$f(t) = a \cos 2\pi\nu_0 t e^{-\frac{t}{\tau}}$ où l'amplitude est modulée par la fonction exponentielle.

Contrairement aux cas des sources de lumière habituelles qui émettent des trains d'onde de façon anarchique dans toutes les directions avec des amplitudes et des phases qui varient d'une manière aléatoire, les lasers génèrent des trains d'onde dans une direction dont on peut suivre l'amplitude et la phase en tout point du faisceau. On doit faire appel à des propriétés à la fois spatiale et temporelle. D'un point de vue temporel, on doit prévoir le déroulement de la propagation de l'onde par rapport à un point référence pris sur la section droite de sortie du laser par exemple. Quant à l'aspect spatial, il est utile pour connaître la relation entre les trains d'onde émis par une section droite du faisceau laser.

Une source laser est donc **cohérente** parce qu'elle émet des trains d'onde dont les amplitudes et les phases sont corrélées aussi bien dans le temps que dans l'espace. On dit que le laser possède une cohérence spatio-temporelle élevée que l'on évalue par le temps de cohérence t_{coh} et surtout par la longueur de cohérence $\ell_{\text{coh}} = ct_{\text{coh}}$. Il est en fait possible d'évaluer d'une manière générale la **longueur de cohérence d'une source** et s'attendre à ce que cette longueur soit très petite, de l'ordre de quelques μm , pour les sources d'émission spontanée habituelles et, au contraire, beaucoup plus grandes pour les sources lasers pour lesquelles elles dépassent le cm et peuvent même atteindre des km. La valeur numérique de cette grandeur permet d'évaluer *a priori* la facilité avec laquelle on peut enregistrer les phénomènes d'interférences à l'échelle humaine disons centimétrique ou encore la justification du choix du laser utilisé en holographie dont la longueur de cohérence doit être de l'ordre de grandeur de l'objet à enregistrer en relief ou encore pour les montages de spectroscopie transitoire à 4 ondes. C'est donc un paramètre important qu'il faut absolument connaître.

6.4.2 Mesure de la longueur de cohérence d'une source

6.4.2.1 Méthode de l'interféromètre de Michelson

Un moyen simple d'évaluer ces grandeurs consiste à observer les interférences données par deux trains d'onde issus d'une source de lumière de même amplitude mais déphasés de φ . Par exemple, dans un interféromètre de Michelson, la source est placée au foyer d'une lentille qui forme un faisceau de lumière cylindrique parallèle divisé en deux faisceaux de même intensité par une lame semi-transparente. Ceux-ci sont ensuite réfléchis par deux miroirs M_1 et M_2 puis viennent se recombiner et donnent lieu à des interférences dans la région d'observation. Ils sont déphasés de $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$ donc décalés de $\delta = 2(L_2 - L_1)$.

Adoptons le modèle du train d'onde d'amplitude constante limité dans le temps dont la longueur moyenne ℓ est précisée sur la figure 15. On comprend alors aisément que tout déplacement de

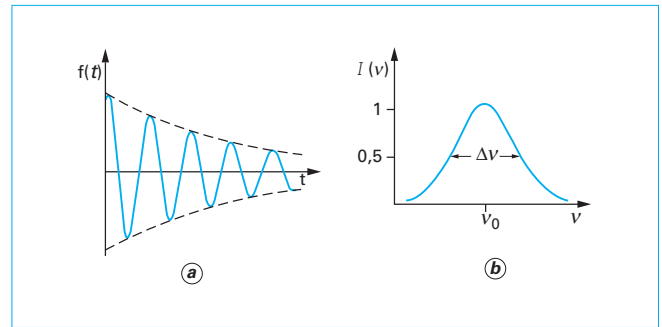


Figure 14 - Exemple de trains d'onde

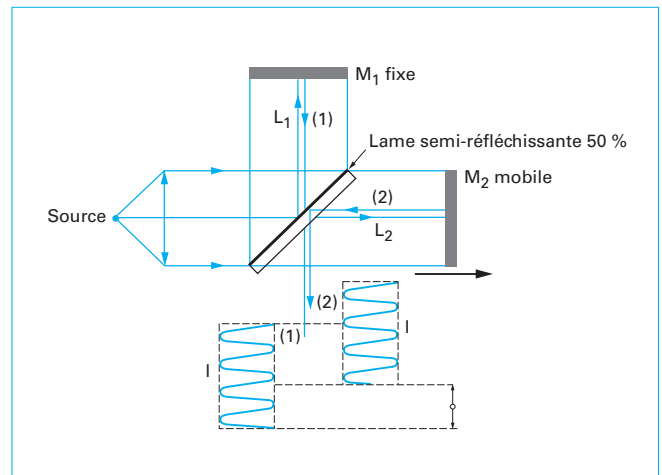


Figure 15 - Montage de l'interféromètre de Michelson

M_2 qui entraîne un décalage des chemins optiques de $\delta = 2(L_2 - L_1)$ conduit à annuler le facteur de visibilité lorsque $\delta = \ell$ puisque le recouvrement des trains d'onde tend alors vers zéro, ce qui conduit à la disparition du phénomène d'interférences. Une vis micrométrique associée au miroir M_2 peut donner ainsi la longueur de cohérence ℓ si celle-ci est de l'ordre centimétrique.

6.4.2.2 Méthode de l'analyse spectrale par transformée de Fourier

Il existe une deuxième méthode pour atteindre les paramètres de cohérence à partir de l'enregistrement du spectre de la source donné par un système dispersif comme le monochromateur à prisme ou le monochromateur à réseau ou encore par les interférométries de Michelson (spectroscopie par transformée de Fourier) et de Fabry-Pérot, celles-ci étant réservées à la haute résolution spectrale des raies.

Traisons, par exemple, le calcul de la largeur naturelle. L'analyse spectrale de Fourier donne des résultats simples d'une importance physique primordiale. Un train d'onde caractérisé par une durée moyenne τ , défini par :

$$f(t) = a \cos 2\pi\nu_0 t e^{-\frac{t}{\tau}}$$

admet une amplitude résultante

$F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i2\pi\nu t} dt$ est la transformée de Fourier de la fonction temporelle $f(t)$. L'intensité spectrale s'écrit alors :

$$I(\nu) = F(\nu) \cdot F(\nu)^*$$

avec $F^*(\nu)$ complexe conjugué de $F(\nu)$,
 $I(\nu)$ admet une largeur en fréquence $\Delta\nu$ telle que :

$$\Delta\nu\tau = 1/2\pi$$

À $\Delta\nu$ en fréquence correspond $\Delta\sigma$ en nombre d'onde et $\Delta\lambda$ en longueur d'onde.

Cette relation déduite simplement joue un rôle essentiel en optique. On l'interprète comme une relation d'incertitude entre les grandeurs fréquentielle (donc énergie par $E = h\nu$) et temporelle. Elle pourrait être aussi écrite avec les notations incertitudes $\Delta\nu$ et Δt

$$\Delta\nu \cdot \Delta t = \frac{1}{2\pi}$$

On en déduit le temps de cohérence τ assimilé à cette constante de temps et la longueur de cohérence ℓ_{coh} par :

$$\ell_{\text{coh}} = c\tau = c/(2\pi \Delta\nu) \text{ or } \Delta\nu = c \Delta\lambda/\lambda^2 \text{ donc}$$

$$\ell_{\text{coh}} = \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta\lambda}$$

Ainsi, une source ordinaire émettant dans le vert à $\lambda = 500 \text{ nm} = 0,5 \mu\text{m}$, une bande de largeur 100 nm , a une longueur de cohérence $\ell_{\text{coh}} = 400 \text{ nm} = 0,4 \mu\text{m}$. Quant aux lasers, ils admettent des valeurs de ℓ_{coh} variables supérieures au millimètre qui peuvent atteindre des kilomètres dans certains cas très spéciaux. Rappelons ici, que vers $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ($1\,000 \text{ nm}$), à une variation $\Delta\lambda = 0,1 \text{ nm}$, correspond $\Delta\sigma = 3 \text{ cm}^{-1}$ ou $\Delta\nu = 90 \text{ GHz}$.

La transition de fluorescence ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ de l'ion Nd^{3+} à $1\,064 \text{ nm}$ de largeur spectrale $0,45 \text{ nm}$ ($\sim 4 \text{ cm}^{-1}$) correspond à des trains d'onde de longueur de cohérence de l'ordre de $0,4 \text{ mm}$. En régime d'amplification, avec un affinement spectral d'un facteur 100 par rapport à la largeur de fluorescence ($0,0045 \text{ nm}$) la longueur de cohérence atteint 4 cm et avec un affinement spectral d'un facteur $1\,000$, cette longueur de cohérence est de 40 cm . C'est par exemple la valeur minimale requise lorsque le laser YAG : Nd^{3+} doublé en fréquence (émission visible verte 532 nm) est utilisé pour l'enregistrement d'hologrammes d'objets de dimensions inférieures à 40 cm .

Ces relations montrent en particulier qu'une raie spectrale laser sera d'autant plus fine, donc monochromatique, que le train d'onde associé sera long. Les lasers les plus performants émettent donc des trains d'onde « géants ».

6.5 Quelques clarifications : valeurs de largeurs de raies expérimentales de l'émission de fluorescence

Compte tenu de l'importance de la largeur de la raie d'émission de fluorescence (émission spontanée) puis de son affinement en régime d'émission stimulée en présence d'amplification, il est utile de connaître quelques références.

L'élargissement spectral observé expérimentalement sur une raie dépend de plusieurs facteurs :

- la largeur naturelle lorentzienne associée à la durée propre du train d'onde, ou la largeur due aux collisions entre atomes d'un gaz ou entre l'atome d'un cristal et le phonon (quantum d'énergie thermique associé aux vibrations des atomes du cristal) ;
- la largeur Doppler gaussienne liée à la distribution des vitesses des atomes émetteurs d'un gaz.

Voici à titre d'exemple, quelques valeurs numériques des largeurs $\Delta\nu_{\text{exp}}$ de spectres d'émission.

Rubis Al_2O_3 : Cr^{3+} pour lequel le champ cristallin est « fort » [AF 3 276] :

raie d'émission ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ à $694,3 \text{ nm}$

$\tau_{\text{exp}} = 3 \text{ ms}$ et d'après le principe d'incertitude précédemment

($\Delta\nu \cdot \tau = \frac{1}{2\pi}$) on en déduit la largeur spectrale radiative $\Delta\nu_{\text{rad}} = 333 \text{ Hz}$.

En fait, on observe $\Delta\nu_{\text{exp}} = 11 \text{ cm}^{-1} = 150 \text{ GHz}$ dû à la présence de multisites Cr^{3+} et à l'interaction électron-phonon du cristal dopé.

YAG : Nd^{3+} [AF 3 276] :

raie d'émission laser ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ à $1\,064 \text{ nm}$

$\tau_{\text{exp}} = 250 \mu\text{s}$ donc $\Delta\nu_{\text{rad}} \cong 4 \text{ kHz}$

or $\Delta\nu_{\text{exp}} = 4$ à 6 cm^{-1} (120 à 180 GHz) selon la concentration d'ions Nd^{3+} .

Ces valeurs peuvent être comparées avec celles des gaz pour lesquels les causes physiques d'élargissement sont différentes, essentiellement associées à l'effet Doppler, l'élargissement spectral des transitions étant liée à la variation des vitesses des atomes.

Gaz He-Ne, émission $3s \rightarrow 2p$ à $632,8 \text{ nm}$

$\tau_{\text{exp}} = 10^{-7} \text{ s}$ donc $\Delta\nu_{\text{rad}} \cong 10 \text{ MHz}$

or $\Delta\nu_{\text{exp}} = 1\,500 \text{ MHz}$ par élargissement Doppler

Gaz CO_2 , émission (001) \rightarrow (100) à $10,6 \mu\text{m}$

$\tau_{\text{exp}} = 10^{-5} \text{ s}$ donc $\Delta\nu_{\text{rad}} = 0,1 \text{ MHz}$

or $\Delta\nu_{\text{exp}} = 53 \text{ MHz}$ aux faibles pressions par élargissement Doppler.

7. Conclusion

Nous avons situé le thème des sources lasers à l'état solide en constante évolution depuis le début des années 60. Les principaux paramètres physiques ont été présentés avec quelques exemples de valeurs numériques quant aux longueurs d'onde d'émission de l'UV à l'IR, les largeurs spectrales des raies de fluorescence, les durées de vie des niveaux excités mis en jeu, les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée puis les modes de la cavité résonnante laser, pour enfin en déduire les longueurs de cohérence des trains d'onde émis. Les 2 chapitres suivants décriront la luminescence cristalline appliquée aux sources lasers contenant d'abord des ions de transition puis des ions terres rares.

Ce premier chapitre [AF 3 275] sur les fondements de la physique des sources lasers à l'état solide constitue un des éléments d'une série de 4 chapitres sur les matériaux pour l'optique à applications lasers. Il est, de fait, l'introduction des trois autres, intitulés respectivement : Luminescence cristalline appliquée aux sources lasers à solides dopées par des ions de transition ou de terres rares [AF 3 276], Cristaux lasers à propriétés non linéaires [AF 3 278] et, enfin, Génération d'impulsions lasers de plus en plus courtes jusqu'à la femtoseconde [AF 3 282].

Références bibliographiques

- [1] *Les Lasers et Leurs Applications Scientifiques et Médicales*, Édition C. Fabre et J. P. Pocholle, Les Éditions de Physique (Paris) (1996).
 1.1 C. Fabre, *Les Lasers -Principes Fondamentaux*, pp. 1-40.
 1.2 G. Boulon, *Matériaux pour Lasers à Solide*, pp. 259-286.
 1.3 H. Monerie, *Fibres optiques dopées et applications*, pp. 357-382.
- [2] BOULON (G.). – *Les solides luminescents iorganiques : un dopage réussi*. Numéro spécial de L'Actualité Chimique, n° 11 et Lettre des Sciences Chimiques du CNRS, n° 72 (1999) pp. 96-105.
- [3] KOECHNER (W.). – *Solid State Laser Engineering*. Springer, Berlin (1976).
- [4] SIEGMANN (A.E.). – *An Introduction to Lasers and masers*, Mc Graw Hill, New York (1971).
- [5] KAMINSKII (A.A.). – *Laser Crystals*. Their physics and Spectroscopy, Springer-Verlag (1981) and (1990).
- [6] GAN (F.). – *Laser Materials*. World Scientific, Singapore, London (1995).
- [7] IFFLANDER (R.). – *Solid-State Lasers for Materials Processing*. Springer, optical Sciences (2002).
- [8] WEBER (M.J.). – *Handbook of Laser Science and Technology*. Chemical Rubber Comp. CRC Press Inc. Vol. 1 (1982).
- [9] *Handbook of Laser Technology and Applications*. Vol. II: Laser Design and Laser Systems, Edited by C. Webb and J. Jones, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (2004).
 9.1 G. Boulon, *Transition Metal Ion Lasers-Cr³⁺*, pp. 307-338.
 9.2 S.A. Payne, *transition metal Ion Lasers other than Cr³⁺*, pp. 339-352.
 9.3 A.I Zagumennyi, pp. 353-384.
 9.4. N. Barnes, *Lanthanide Series Lasers-near IR*, pp. 383-410.
 9.5. G.J Quarles, *Rare-Earth Ions-Miscellaneous: Ce³⁺, U³⁺, divalent, etc.* pp. 411-430.
- 9.6. T. Basiev, *Solid State Raman Lasers*, pp. 469-498.
 9.7.T. Basiev, *Colour Centre Lasers*, pp. 499-522.
- [10] *Spectroscopy of Systems with Spatially Confined Structures*. Edited by B. Di Bartolo, Kluwer Academic Publishers (2003).
 10.1 N. Barnes, *Fiber Lasers*, pp. 503-514.
- [11] *Frontiers of Optical Spectroscopy*. Edited by R. Di Bartolo, NATO Sciences series, Springer (2005).
 11.1 G. Baldacchini, *Lasers for Frontier Spectroscopy*, pp. 251-286.
 11.2. N. Barnes, *Lanthanide Series Spectroscopy under Extreme Conditions*, pp. 521-538.
 11.3. G. Boulon, *Combinatorial Chemistry to grow single Crystals and Analysis of Concentration Quenching Processes: Application to models of Glasses*. *Recent Developments in Optical Glasses*, pp. 689-714.
- [12] EINLAYSON (D.M.) et SINCLAIR (B.D.). – *Advances in Lasers and Applications SUSSP Publications (Edinburgh) and Institute of Physics Publishing*. (London) 52 (1998).